

PATENT ABSTRACTS OF JAPAN

(11) Publication number : 2001-304823

(43) Date of publication of application : 31.10.2001

(51) Int.CI. G01B 11/16
G01M 11/00

(21) Application number : 2000-123290 (71) Applicant : NIPPON TELEGR & TELEPH CORP <NTT>

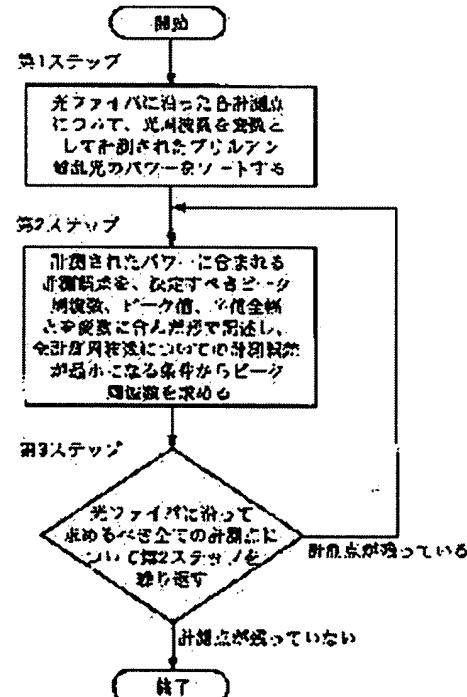
(22) Date of filing : 24.04.2000 (72) Inventor : NARUSE HIROSHI
TATSUTA MITSUHIRO

(54) OPTICAL FIBER STRAIN MEASURING METHOD AND APPARATUS

(57) Abstract:

PROBLEM TO BE SOLVED: To determine the peak power frequency with good accuracy for the power spectrum of Brillouin scattered light measured by incident pulse light optimum for strain measurement.

SOLUTION: A converting step is a step of performing triangular wave amplitude modulation in which an electric field envelope rises rectilinearly and falls in a time region to convert continuous signal light to pulse light. An operation step has a first step of sorting the measured value of power of Brillouin scattered light taking optical frequency as a variable, a second step of describing a measurement error contained in the measured power in the form of containing/ the peak frequency of power spectrum to be determined, the peak value and full width at half maximum in the variable, and determining the peak frequency under the condition that the sum of squares of the measurement errors of all measured frequencies is minimum,, and a third step of repeatedly determining the peak frequency concerning all measurement points in the direction of length to be obtained.



LEGAL STATUS

BEST AVAILABLE COPY

[Date of request for examination] 26.12.2001

[Date of sending the examiner's decision of rejection]

[Kind of final disposal of application other than the examiner's decision of rejection or application converted registration]

[Date of final disposal for application]

[Patent number] 3502329

[Date of registration] 12.12.2003

[Number of appeal against examiner's decision of rejection]

[Date of requesting appeal against examiner's decision of rejection]

[Date of extinction of right]

Copyright (C); 1998,2003 Japan Patent Office

(19) 日本国特許庁 (JP)

(12) 公開特許公報 (A)

(11) 特許出願公開番号

特開2001-304823

(P2001-304823A)

(43) 公開日 平成13年10月31日 (2001. 10. 31)

(51) Int.Cl.
G 01 B 11/16
G 01 M 11/00

識別記号

F I
G 01 B 11/16
G 01 M 11/00

マーク (参考)
Z 2 F 0 6 5
U 2 G 0 8 6

審査請求 未請求 請求項の数 2 O L (全 16 頁)

(21) 出願番号 特願2000-123290 (P2000-123290)

(22) 出願日 平成12年4月24日 (2000. 4. 24)

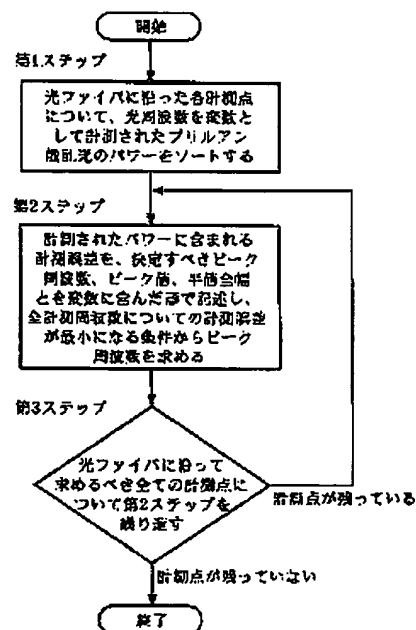
(71) 出願人 000004226
日本電信電話株式会社
東京都千代田区大手町二丁目3番1号
(72) 発明者 成嶺 央
東京都千代田区大手町二丁目3番1号 日本電信電話株式会社内
(72) 発明者 立田 光廣
千葉県市川市須和田1-17-7
(74) 代理人 100077481
弁理士 谷 義一 (外1名)
F ターム (参考) 2P065 AA65 CC00 FF41 LL02 N008
QQ17 QQ29 QQ42
2G086 D)05

(54) 【発明の名称】 光ファイバひずみ計測方法およびその装置

(57) 【要約】

【課題】 ひずみ計測に最適な入射パルス光を用いて計測されたブリルアン散乱光のパワースペクトルに対して、ピークパワー周波数を精度良く決定すること。

【解決手段】 変換ステップが、時間領域において境界包絡線が直線的に立上がった後に立下がる三角波振幅変調を行って連続した信号光をパルス光に変換する変換ステップであって、演算ステップが、光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光回波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1のステップと、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測回波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2のステップと、求めるべき長さ方向の全ての計測点についてピーク周波数を繰り返し決定する第3のステップとを有する。



(2)

特開2001-304823

1

【特許請求の範囲】

【請求項1】 一定の光周波数の連続光を発生する発生ステップと、発生された連続光を信号光と参照光に分岐する分岐ステップと、連続した信号光をパルス光に変換する変換ステップと、パルス光を光ファイバに入射するとともに光ファイバで発生したブリルアン散乱光を出射する出射ステップと、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波する合波ステップと、合波光を検出して電気信号に変換し、ブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る取得ステップと、得られたパワースペクトルからそのピーク周波数を演算処理して求める演算ステップとからなり、光ファイバに発生している長さ方向のひずみを求める光ファイバひずみ計測方法において、

前記変換ステップが、時間領域において電界包絡線が直線的に立上がった後に立下がる三角波振幅変調を行って連続した信号光をパルス光に変換する変換ステップであって、

前記演算ステップが、

光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光周波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1のステップと、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測周波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2のステップと、

求めるべき長さ方向の全ての計測点について前記ピーク周波数を繰り返し決定する第3のステップとを有することを特徴とする光ファイバひずみ計測方法。

【請求項2】 一定の光周波数の連続光を発生する発生手段と、発生された連続光を信号光と参照光に分岐する分岐手段と、連続した信号光をパルス光に変換する変換手段と、パルス光を光ファイバに入射するとともに光ファイバで発生したブリルアン散乱光を出射する光結合手段と、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波する合波手段と、合波光を検出して電気信号に変換しブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る取得手段と、得られたパワースペクトルからそのピーク周波数を演算処理して求める演算手段とからなり、光ファイバに発生している長さ方向のひずみを求める光ファイバひずみ計測装置において、

前記変換手段が、時間領域において電界包絡線が直線的に立上がった後に立下がる三角波振幅変調を行って連続した信号光をパルス光に変換する変換手段であって、前記演算手段が、

光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光周波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1の手段と、

計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパ

2

ワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測周波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2の手段と、求めるべき長さ方向の全ての計測点について前記ピーク周波数を繰り返し決定する第3手段とを有することを特徴とする光ファイバひずみ計測装置。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】 本発明は、光ファイバをセンサとして用い、その長さ方向についてひずみを連続的に計測する光ファイバひずみ計測方法およびその装置に関するものである。また、本発明は、コンクリートや鉄鋼構造物、地盤などの計測対象にセンシング用の光ファイバを固定して、計測対象に生じているひずみを固定されているセンシング用光ファイバで計測するに利用される光ファイバひずみ計測方法およびその装置に関するものである。

【0002】

【従来の技術】 現在、ひずみの計測に一般的に用いられているものとしてひずみゲージがある。このひずみゲージは、空間分解能が数mmから数cm程度のゲージ長と同程度と高く、簡単に局所的なひずみを高精度に計測することができるという利点がある。しかしながら、計測はゲージが取り付けられた箇所であり、連続した計測には多くのゲージを密に取り付ける必要がある。また、信号線を兼ねた電力線を介してゲージに給電する必要があり、多点計測ではその電力線の取り扱いが煩雑である。さらに落雷などの電磁波の影響を受けるなどの欠点がある。それに対して光ファイバひずみ計測方法では、光ファイバに沿って連続的に数kmから数10kmにわたる長距離計測が可能であるとともに、上述したような電磁波の影響を受けないという利点がある。

【0003】 このように、ひずみゲージは往々すべきひずみの発生位置が既知あるいは予想可能であり、かつ計測範囲が狭い場合に適し、光ファイバひずみ計測技術はひずみ発生位置が未知で広範囲の計測が要求される場合に適している。このような特長から、光ファイバひずみ計測技術はトンネルなどの大型構造物や堤防などの土木構造物への適用が期待されている。

【0004】 図1は、従来の光ファイバひずみ計測装置の一例として、光ファイバ歪测定装置(特願平8-243760号「光ファイバ歪测定装置」)を示す図である。この光ファイバひずみ計測装置において、1は光源、2は光分岐器、3は光周波数シフタ、4はパルス化装置、5は光方向性結合器、6は光合波器、7は光検出器、8は信号処理部、10～17は光ファイバ、18は信号線である。

【0005】 光源1は、一定の光周波数の連続光を発生するもので、单一波長の連続光を出射するものである。光分岐器2は、発生された連続光を信号光と参照光とに

50

(3)

特開2001-304823

3

分歧するもので、入射端が光源1と光ファイバ11によって接続され、光源1から出射された追続光を2つの出射端に強度比1対1で出射するものである。光分歧器2から出射される一方の分歧光を信号光と呼び、もう一方の分歧光を参照光と呼ぶことにする。

【0006】光周波数シフタ3は、光ファイバ内で発生する微弱なブリルアン散乱光のパワーを高感度に検出するために、後述する光検出器7でコヒーレント検波を行うために挿入されているものであり、その入射端は光分歧器2の一方の出射端と光ファイバ12で接続されている。この光周波数シフタ3は、入射される信号光の光周波数を後述のブリルアン周波数シフト分だけシフトさせる。パルス化装置4は、追続した信号光をパルス光に変換するもので、その入射端と光周波数シフタ3の出射端とは光ファイバ13で接続されている。このパルス化装置4は、入射光を時間領域において電界が矩形波になる振幅変調を行い、時間幅10ns～1μs程度のパルス光に変換する。

【0007】光方向性結合器5は、パルス光をセンシング用光ファイバ10に入射するとともに光ファイバ10で発生したブリルアン散乱光を出射するものであり、入射端、出射端、出射端を有し、入射端から入射された光を入出射端から出射し、入出射端から入射された光を出射端から出射する。光方向性結合器5の入射端は、パルス化装置4と光ファイバ14で接続され、パルス光が入射される。光方向性結合器5から出射された光は、センシング用光ファイバ10に入射される。この出射された光により、センシング用光ファイバ10内で生じた後方散乱光がこの入出射端に入射する。

【0008】光合波器6は、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波するもので、2つの入射端と1つの出射端を有する。光合波器6の一方の入射端と前述した光分歧器2の出射端とは光ファイバ15によって接続され、もう一方の入射端と光方向性結合器5の出射端とが光ファイバ16で接続されている。これにより光合波器6にはセンシング用光ファイバ10から出射される後方散乱光と、光分歧器2から出射される参照光とが入射され、ここでこれらは合波される。光検出器7は、合波光を検出して電気信号に変換しブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る手段であり、入射光に対してコヒーレント検波を行い、この入射光パワーを電力に変換して出力する光検出器である。光検出器7の入射端は光合波器6の出射端と光ファイバ17で接続されている。

【0009】信号処理部8は、得られた散乱光パワースペクトルに対して演算処理を行うためのもので、検出された散乱光パワーに演算処理を行い、センシング用光ファイバ10に生じたひずみを求める。

【0010】上述した構成において、光源1から出射された追続光は光分歧器2に入射され、信号光と参照光と

4

に分歧される。この信号光は光周波数シフタ3に入射され、光周波数がシフトされる。光周波数シフタ3より出射された光はパルス化装置4に入射され、時間幅が10ns～1μs程度のパルス光に変換される。パルス化装置4から出射されたパルス光は、光方向性結合器5を通過してセンシング用光ファイバ10に入射される。

【0011】パルス光がセンシング用光ファイバ10に入射されると、このセンシング用光ファイバ10中でレイリー散乱やブリルアン散乱を受け、後方散乱光が生じる。この後方散乱光は光方向性結合器5と光ファイバ16を介して光合波器6の一方の入射端に入射される。

【0012】前述した光分歧器2から出射された参照光は、光ファイバ15を介して光合波器6へ入射され、前述した後方散乱光と合波される。光合波器6から出射される合波光は、光検出器7に入射されてコヒーレント検波され、受信されたパワーに対応した検出信号が光検出器7から信号処理部8に出力される。

【0013】次に、ブリルアン散乱光の特性とひずみとの関係について説明し、その後で従来の演算方法について述べる。ブリルアン散乱光は、物質に入射した光が物質中を伝播する際に、物質に屈折率の周期的変化を起こしながら散乱されて入射端に戻る光であり、上述した装置を用いると自然ブリルアン後方散乱光のパワーP_g(z, v)は次のように与えられる。

【0014】

【数1】

$$P_g(z, v) = B(v, v_B) \frac{c}{2\pi\alpha_0} P_0 \exp(-2\alpha_0 z) \quad \dots \quad (1)$$

【0015】

【数2】

$$g(v, v_B) = \frac{\left(\frac{w}{2}\right)^2}{(v - v_B)^2 + \left(\frac{w}{2}\right)^2} \quad \dots \quad (2)$$

【0016】

【数3】

$$h = \frac{\pi n_0^2 P_{IS}^2}{c t^2 \rho v_A \left(\frac{w}{2}\right)^2} \quad \dots \quad (3)$$

【0017】

【数4】

$$z = \frac{ct}{2\alpha_0} \quad \dots \quad (4)$$

【0018】ここで、zは光ファイバに沿ったパルス光入射端からの距離、vは自然ブリルアン後方散乱光の光周波数、cは真空中での光速、n₀は光ファイバの屈折率、P₀は入射パルス光の全パワー、α₀は光ファイバの減衰係数である。g(v, v_B)はブリルアン利得スペクトルであり、式(2)で表わされるローレンツ関数で

(4)

特開2001-304823

5

与えられる。 ν_1 は $\nu(\nu, \nu_0)$ がピークパワー ν となるときの光周波数であり、 ν_0 は $\nu(\nu, \nu_0)$ の半値全幅である。 $D_{11}, \lambda, \rho, \nu_0$ はそれぞれ光ファイバの光弾性係数、入射光の波長、光ファイバの密度、光ファイバ中の音速である。 t はパルス光を入射してからその散乱光を検出するまでの時間である。式(1)の最後の項は、光ファイバ内の減衰のために散乱光パワーが散乱位置 z に依存して指數関数的に減衰していくことを示している。式(2)において、 $\nu(\nu, \nu_0)$ の形状は z に依存しないと仮定している。

【0019】光周波数が ν のパルス光を入射し、それによってピーク周波数が ν_0 のブリルアン散乱光が生じたとする。この差 $\nu_0 - \nu$ はブリルアル周波数シフトと呼ばれ、次式で与えられる。

【0020】

【数5】

$$\nu_0 = \frac{2D_{11}\nu_0}{\lambda} \quad \dots \dots (5)$$

【0021】ただし ν_0 は

【0022】

【数6】

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{E(1-\kappa)}{\rho(1+\kappa)\lambda(1-2\kappa)}} \quad \dots \dots (6)$$

【0023】で与えられる。ここで、 E はヤング率、 κ はボアン比である。光ファイバにひずみが発生すると、式(6)の ν_0 も変化する。したがって、 ν_0 を一定に保つと、ひずみの変化に応じて ν が変化することになる。この ν の変化は、光ファイバに作用している応力によって生じるひずみの大きさと比例関係があることが見出されている。(T.Horiguchi, T.Kurashima, and M. Tateda "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers," IEEE Photonics Technol. Lett., Vol.1, No.5, pp.107-108, 1989.5)

そこで、予め、ひずみ ϵ の変化 $\Delta \epsilon$ と、ブリルアン散乱光パワースペクトルのピーク周波数 ν の変化 $\Delta \nu$ との関係を求めておくことにより、得られた ν の値からひずみ ϵ を求めることができる。ひずみの計測点、すなわちセンシング用光ファイバ10の入射端からの距離 z は、パルス光を光ファイバに入射してからブリルアン散乱光を検出するまでの時間 t から $z = c t / (2 n_0)$ で求められる。また空間分解能 Δz は、光ファイバに入射するパルス光時間 τ とすると、 $\Delta z = c \tau / (2 n_0)$ で与えられる。

【0024】このようにブリルアン散乱光を利用したひずみ計測技術では、ひずみ散乱光のパワースペクトルのピーク周波数 ν から間接的に求められるので、ひずみ計測精度を向上させるためには、ピーク周波数 ν を高精度に決定しなければならない。

【0025】以下、図2を参照しながら、具体的にこれ

までに提案された ν の算出方法について説明する。

【0026】従来の方法の第1ステップは、センシング用光ファイバに沿った各計測点について、光周波数を変数として解析を行うための準備をするステップであり、各計測点について、光周波数を変数として、計測されたブリルアン散乱光のパワーをソートするステップである。前述したように従来の装置では、光周波数を固定してパルス光を入射し、そのブリルアン散乱光のパワーを計測する。そして次に光周波数のある所定値だけ変化させて再び光周波数を固定し、散乱光パワーを計測することを繰り返す。この処理によって、各光周波数について計測点を変数としたパワーが得られるので、これをもとに各計測点毎に、光周波数を変数としたパワーデータを得る。以下ではこのステップをソートとよぶ。より具体的には、 i 番目の計測点までの距離を z_i ($i = 1 \sim I$ 、 I は全計測点数)、 j 番目の光周波数を ν_j ($j = 1 \sim J$ 、 J は全計測周波数点数)、その時のパワーの計測値を

【0027】

【外1】

$$\tilde{H}(z_i, \nu_j)$$

【0028】とすると、まず ν_j を所定の光周波数値にセットし、 z_i を変化させて

【0029】

【外2】

$$\tilde{H}(z_i, \nu_j)$$

【0030】を計測し、 z_i までの計測が終わったところで ν_j を次の光周波数へと変化させ、まで計測を行っていく。本ステップでは、ある z_i を選択・固定し、 ν_j について

【0031】

【外3】

$$\tilde{H}(z_i, \nu_j)$$

【0032】をソートするステップである。その結果得られた

【0033】

【外4】

$$\tilde{H}(z_i, \nu_j)$$

【0034】は、同一の z_i を有する ν_j を変数としてソートされたものであること、また各 z_i について独立に処理がなされることから、表記を簡単化するために以下ではこれを

【0035】

【外5】

$$\tilde{H}_j$$

(5)

特開2001-304823

7

【0036】と書くこととする。

【0037】第2ステップは、第1ステップにおいて得られたパワー

【0038】

【外6】

 \tilde{H}_j

【0039】に対して、前述のブリルアン散乱光のパワースペクトルを与えるピーク周波数 ν_p を算出するステップである。式(2)は ν_p についての非線形関数であるため、解析解は得られない。そこで、以下のように線形化して解く方法が提案されている。(C.N.Pannell, J.M. Inwayo, D.J. Webb, "How to estimate the accuracy of a Brillouin distributed temperature sensor," Proc. OFS'97, pp.524-527, 1997) この方法では、式(2)の逆数をとり、評価関数 E 、として

【0040】

【数7】

$$E_p = \sum_{j=1}^J \frac{W_j}{\sigma_j^2} \left(\frac{1}{\tilde{H}_j} - (\alpha_1 + \alpha_2 \nu_j + \alpha_3 \nu_j^2) \right)^2 \quad \dots (7)$$

【0041】を考える。ここで、係数 α_1 、 α_2 、 α_3 はそれぞれ、

【0042】

【数8】

$$\alpha_1 = \frac{\nu_p' + \left(\frac{\nu_p}{2}\right)^2}{\tilde{H}\left(\frac{\nu_p}{2}\right)^2} \quad \dots (8)$$

【0043】

【数9】

$$\alpha_2 = -2 \frac{\nu_p}{\tilde{H}\left(\frac{\nu_p}{2}\right)^2} \quad \dots (9)$$

【0044】

【数10】

$$\alpha_3 = \frac{i}{\tilde{H}\left(\frac{\nu_p}{2}\right)^3} \quad \dots (10)$$

【0045】であり、 W_j は逆数をとったことによる変化を防ぐための重み、 σ_j はパワーの計測値に含まれるノイズの標準偏差である。また計測値の全体に対してあてはめ計算を行うのではなく、通常はあるしきい値を設定しそれ以上の値を有するピーク周波数近傍に対してあてはめ計算を行うので、その計算に用いる部分をあらためて j (= 1 ~ J) で表わす。簡単のために ν_p が一定とすると、(9)、(10)より ν_p は、

【0046】

【数11】

8

$$\nu_p = -\frac{\alpha_2}{2\alpha_3} \quad \dots (11)$$

と求められる。式(7)を最小化する条件から、最小2乗法を用いて α_1 、 α_2 を求める。この結果を式(11)に代入することにより ν_p を算出する。

【0047】第3ステップは光ファイバに沿った求めるべき全ての計測点について第2ステップを繰り返すステップである。すなわち、 z_1 変化させながら

【0048】

【外7】

 $\tilde{H}(z_1, \nu_j)$

【0049】から

【0050】

【外8】

 \tilde{H}_j

【0051】を得て、 z_1 まで第2ステップを繰り返すステップである。

【0052】

【発明が解決しようとする課題】しかしながら、以上説明した方法では、入射パルス光の時間幅が十分に長く、散乱光のパワースペクトルが式(2)で表されるローレンツ関数で与えられる場合が想定されている。しかし、空間分解能を上げるためにパルス光の時間幅を短くしていくと、散乱光のパワースペクトルはローレンツ関数とは異なり、パワーが広範囲に分布するようになることが実験的に確認されている。(A. Fellay, L. Thevenaz, M. Faccioni, M. Nikles, and P.A. Robert, "Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering: towards a ultimate resolution," in Proc. OFS'97, pp.324-327, 1997) また、このパワースペクトルの広がりは理論的にも示されており、その結果としてパルス幅が 10 ns 程度以下になると、ピーク周波数 ν_p の決定精度すなわちひずみ計測精度がパルス幅に逆比例して急激に劣化することも明らかにされている。(H. Naruse, and M. Tateda, "Trade-off between the spatial and frequency resolution in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber," Appl. Opt., vol. 38, no. 31, pp.6516-6521, 1999.)

【0053】本発明は、このような問題に鑑みてなされたもので、その目的とするところは、ひずみ計測に最適な入射パルス光形状を提供するとともに、その入射パルス光を用いて計測されたブリルアン散乱光のパワースペクトルに対して、そのピークパワー周波数を精度良く決定することのできる光ファイバひずみ計測方法およびその装置を提供することにある。

【0054】

【課題を解決するための手段】本発明は、このような目的を達成するために、請求項1に記載の発明は、一定の

(5)

特開2001-304823

9

光周波数の連続光を発生する発生ステップと、発生された連続光を信号光と参照光に分岐する分岐ステップと、連続した信号光をパルス光に変換する変換ステップと、パルス光を光ファイバに入射するとともに光ファイバで発生したブリルアン散乱光を出射する出射ステップと、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波する合波ステップと、合波光を検出して電気信号に変換し、ブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る取得ステップと、得られたパワースペクトルからそのピーク周波数を演算処理して求める演算ステップとからなり、光ファイバに発生している長さ方向のひずみを求める光ファイバひずみ計測方法において、前記演算ステップが、光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光周波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1のステップと、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測周波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2のステップと、求めるべき長さ方向の全ての計測点について前記ピーク周波数を繰り返し決定する第3のステップとを有することを特徴とするものである。

【0055】また、請求項2に記載の発明は、一定の光周波数の連続光を発生する発生手段と、発生された連続光を信号光と参照光に分岐する分岐手段と、連続した信号光をパルス光に変換する変換手段と、パルス光を光ファイバに入射するとともに光ファイバで発生したブリルアン散乱光を出射する光結合手段と、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波する合波手段と、合波光を検出して電気信号に変換しブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る取得手段と、得られたパワースペクトルからそのピーク周波数を演算処理して求める演算手段とからなり、光ファイバに発生している長さ方向のひずみを求める光ファイバひずみ計測装置において、前記演算手段が、光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光周波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1の手段と、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測周波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2の手段と、求めるべき長さ方向の全ての計測点について前記ピーク周波数を繰り返し決定する第3手段とを

10

有することを特徴とするものである。

【0056】

【発明の実施の形態】まず、ひずみ計測に最適な入射パルス光形状を理論的に求め、次に計測されたパワーを、その入射パルス光によって生じる自然ブリルアン後方散乱光のパワースペクトルにあてはめる方法について説明する。

【0057】時間領域において、図3に示すように境界包絡線 $E_1(t)$ が変化する入射パルス光を考える。この場合、 $E_1(t)$ は以下のようにモデル化される。

【0058】(1) $E_1(t)$ は $t=0$ に関して対称である。すなわち、 $E_1(t) = E_1(-t)$ である。

(2) パルスの電界をその最大値で正規化して表す。すなわち、 $E_1(0) = 1$ 、 $E_1(-\infty) = E_1(\infty) = 0$ とする。

(3) パルス幅をその境界の半値全幅で定義する。すなわち、 $E_1(-\tau/2) = E_1(\tau/2) = 1/2$ である。

(4) $E_1(t)$ が 0 から 1 に立上がり、 1 から 0 に立下がるのに要する時間、すなわち立上がり／下がり幅を m とする。

(5) 立上がりの場合には、 $0 \leq E_1(t) \leq 1/2$ を開始区間、 $1/2 \leq E_1(t) \leq 1$ を終了区間と呼び、逆に立下がりの場合には、 $1 \geq E_1(t) \geq 1/2$ を開始区間、 $1/2 \geq E_1(t) \geq 0$ を終了区間と呼ぶ。両区間での境界は $(-\tau/2, \tau/2)$ または $(\tau/2, \tau/2)$ に関して点対称とする。

(6) 開始と終了区間の急峻さをm次関数(曲率パラメータ m)で与える。

30 (7) 立上がり開始／下がり終了区間では上に凸でない、立上がり終了／下がり開始区間では下に凸でない、すなわち $m \geq 1$ とする。 $m = 1$ は境界が直線的に立上がる／下がる波形、 $m = \infty$ はステップ的に立上がる／下がる矩形波を与える。

(8) 入射光は図3に示した振幅変調のみを受け、周波数変調は受けていない。

(9) パルスの持続時間中、パルスは一定の光周波数である。

【0059】この場合、入射パルス光の境界 $E_1(t)$ は、

【0060】

【数12】

(7)

特開2001-304823

12

$$\begin{aligned}
 E(t) &= E_L(t) \cdot \exp(i2\pi f_0 t), \\
 &= \begin{cases} 0, & |t| \geq T_2, \\ \left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{2}{\Delta\tau}\right)^m (t+T_1)^m \exp(i2\pi f_0 t), & -T_2 \leq t \leq -v2 \\ \left(t-\left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{2}{\Delta\tau}\right)^m (t+T_1)^m / \exp(i2\pi f_0 t), & -v2 \leq t \leq -T_1 \\ \exp(i2\pi f_0 t), & |t| \leq T_1 \\ \left(1-\left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{2}{\Delta\tau}\right)^m (t-T_1)^m\right) \exp(i2\pi f_0 t), & T_1 \leq t \leq v2 \\ \left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{2}{\Delta\tau}\right)^m (t-T_1)^m \exp(i2\pi f_0 t), & v2 \leq t \leq T_2 \end{cases} \quad \cdots (12)
 \end{aligned}$$

【0061】で与えられる。ここで、 i は虚数単位である。 T_1 、 T_2 はそれぞれ立上がり開始、終了時刻である。

【0062】

【数13】

$$T_1 = \frac{t - \Delta\tau}{2} \quad \cdots (13)$$

【0063】

$$P_p(f, f_0) = \left[\frac{\pi}{2} \frac{\sin\pi(f-f_0)\tau}{\pi(f-f_0)\tau} \left(2 - \frac{m!}{\tau^m / \pi(f-f_0)\Delta\tau} \right)^m \right.$$

$$\left. \left[\sum_{k=0}^m \frac{1 + (-1)^k}{(m-k)!} (\pi(f-f_0)\Delta\tau)^{m-k} \right. \right. \quad \cdots (15)$$

$$\left. \left. - \exp(i\pi(f-f_0)\Delta\tau) + (-1)^m \exp(-i\pi(f-f_0)\Delta\tau) \right] \right]$$

【0066】で与えられる。ここで、 f は入射光についての光周波数を表わす変数である。一例として、 τ が1、10、100 nsの場合について、曲率パラメータ m を変化させて $P_p(f, f_0)$ を算出した結果を図4に示す。図4の横軸 β とパラメータ τ は、それぞれ以下の式(16)、(17)で定義される正規化入射光周波数と立上がり／下がり幅である。

【0067】

【数16】

$$\beta = \frac{f-f_0}{\frac{w}{2}} \quad \cdots (16)$$

【0068】

【数17】

$$r = \frac{\Delta\tau}{\tau} \quad \cdots (17)$$

【0069】ここで、 $0 \leq \tau \leq 1$ であり、 $\tau = 0$ が矩形波である。 $P_p(f, f_0)$ の半値全幅は τ に逆比例するため、 $P_p(f, f_0)$ は τ が十分大きい場合には f のまわりの狭いスペクトルとなり、逆に τ が小さくなると広い周波数に分布するようになる。またその分布

は、 τ の値が同じ場合には、 β が大きくなるほど、すなわち立上がり／下がり幅が急峻になるほど広がり、矩形波のパワースペクトルで最も広がっている。図4より、 τ が10 ns程度になると、急峻さのパワースペクトルに与える影響は無視できるようになることがわかる。

【0070】ここで以下の2つのことと仮定して、自然ブリルアン後方散乱光のパワースペクトルを求める。

【0071】(1) ポンプ光の消耗がない、すなわち入射パルス光から発生した自然ブリルアン後方散乱光へのエネルギーの伝達率が無視できる。

(2) 光ファイバ中の多くの散乱点で発生したブリルアン後方散乱光の電界には互いに位相関係がなく、このため後方散乱光のパワーに関して重ね合せの原理が成り立つ。別な言い方をすると、他の場所で生じた後方散乱光によるブリルアン利得への影響は無視でき、このブリルアン利得によってスペクトルが狭くなる効果が無視できる。

【0072】入射パルス光とブリルアン後方散乱光のパワースペクトルの関係を図5に示す。入射光周波数 f に対応するブリルアン後方散乱光は、中心周波数 $f - s$ 。

(8)

特開2001-304823

13

14

にもつローレンツ関数になる。 s_0 は前述したブリルアン周波数シフトであり、 τ と ν の差である。上述の仮定により、自然ブリルアン後方散乱光の周波数に依存*

*する因子目 (ν) は、

【0073】

【数18】

$$H(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} P_p(f, f_0) \frac{A\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}{(\nu - (f - s_0))^2 + \left(\frac{\nu}{2}\right)^2} df \quad \dots (18)$$

【0074】で与えられる。 τ が 0, 5 と 1 の場合について、 τ を 1, 10, 100 ns として、 m を変化させながら式 (18) より算出した自然ブリルアン後方散乱光のパワースペクトルを図 6 に示す。いずれの τ についても、 $m = 1$ が最も狭いスペクトルを与える。 m が大きくなるにつれて広がったスペクトルを与える。この計算において、式 (2) のローレンツ関数の半値全幅 w の値には、実験で得られた 8.1, 4 MHz を用いた。図 6 の横軸 ν と縦軸は、それぞれ、式 (19) で定義される正規化周波数と、パワースペクトルのピーク値 $H(0)$ で正規化した値である。

【0075】

【数19】

$$\alpha = \frac{\nu - \nu_0}{w} \quad \dots (19)$$

【0076】図 7 は、 τ が 0, 5 と 1 の場合について、 τ と m を変化させて得られたブリルアン散乱光のパワースペクトルの広がりを求めたものである。図 7 の縦軸は、図 6 より数値的に算出した半値全幅 w を上述の w で正規化した値である。図 7 では、 $\tau \leq 100$ ns のときは 1 ns ごとに、 $\tau \geq 100$ ns のときは 10 ns ごとに w/w の値を算出し、それらを直線で結んで示している。この結果より、 w/w の値は、 $\tau > 100$ ns では m の値にかかわらずほぼ 1 に収束しており、 τ が約 10 ns までは 1, 5 度程まで緩やかに変化している。それに対し、 $\tau < 10$ ns では τ の減少とともに急激に大きくなっている。また、 m が 1 に近づくにつれて、同一空間分解能を与えるパルス光であってもその散乱光パワースペクトルの半値全幅は小さくなり、この結果は τ が 1 に近づくほど大きくなることがわかる。

【0077】上述の散乱光パワースペクトルの解析に基※40

※について、観測されたブリルアン後方散乱光に重畠しているノイズによって生じるピークパワー周波数計測誤差について見ぬる。光電変換によって得られる電気信号パワーは、受信光パワーの 2 乗に比例した値であるので、受信光のパワースペクトルの最大値 $H(0)$ を信号目とする。電気信号パワーのノイズの 2 乗平均値を H_n とする。信号対雑音比 S/N は $(H_0 / H_n)^2$ で与えられる。

【0078】ピークパワー周波数近傍において、自然ブリルアン後方散乱光のパワースペクトル目 (α) を 2 次関数で近似し、 $H(\alpha) + H_n$ の最大値が $\alpha = \Delta \alpha$ ($\neq 0$) で観測されたとする。この場合、ピークパワー周波数計測誤差 $\Delta \alpha$ 、 H_0 、 H_n の関係は、

【0079】

【数20】

$$H_0 - H_n = H_n / (1 - p(\Delta \alpha)^2) \quad \dots (20)$$

【0080】で与えられるため、 $\Delta \alpha$ は、

【0081】

【数21】

$$\Delta \alpha = \frac{1}{\sqrt{p(SNR)^{1/2}}} \quad \dots (21)$$

【0082】と求められる。ここで p は、パルス幅 τ 、立上がり/下がり幅 $\Delta \tau$ 、急峻さ α によって決まる定数である。式 (15) と (18) に基づいて解析的に p を求めるかわりに、図 6 に示したように τ と m を変化させてパワースペクトルを求め、求められた各曲線についてパワーがピークパワーから 10% 減少する周波数を読み取り p を数値的に算出した。この p の値と、 S/N の値として 10 dB を式 (21) に代入して $\Delta \alpha$ を求めた。その結果を表 1 に示す。

【0083】

【表1】

m n	1ns		10ns		100ns	
	0.5	1	0.5	1	0.5	1
1	9.837	7.885	1.409	1.240	0.798	0.794
2	10.331	9.039	1.450	1.342	0.802	0.796
3	10.551	9.664	1.467	1.396	0.805	0.798
∞	10.908	10.908	1.497	1.497	0.821	0.821

(SNR: 10dB)

【0084】矩形波の場合の解析結果 (H.Naruse, and M.Tateda, "Trade-off between the spatial and frequency resolution in measuring the power spectrum of

the Brillouin backscattered light in an optical fiber

(9)

特開2001-304823

15

er, "Appl.Opt., vol.38, no.31, pp.6515-6521, 1999)に基づいて、 r が1, 10, 100 nsのときの $\Delta\alpha$ を算出すると、それらはそれぞれ10, 51, 1, 45, 0, 78であった。表1より、これらの算出結果と今回の数値計算結果とは、ほぼ一致していることが確認される。 r の値にかかわらず、正規化立上がり／下がり幅 r が1に近づくにつれて、また、 m が1に近づくにつれて計測誤差が小さくなることがわかる。この結果、 r と m が1である三角波の場合に計測誤差が最小になることが*

$$H(\alpha) = \frac{th}{\alpha^2 + 1} \left[1 - \frac{r}{3} + \frac{2}{rA^2} \frac{3\alpha^2 - 1}{(\alpha^2 + 1)^2} \right. \\ + \frac{1}{r^2 A^2 (\alpha^2 + 1)^2} \left[-4\alpha(\alpha^2 - 1) \times \left(2\exp(-A\sin A\alpha) + 2\exp(-rA\sin rA\alpha) \right. \right. \\ - \exp(-(1+r)A\sin(1+r)A\alpha) - \exp(-(1-r)A\sin(1-r)A\alpha) \left. \left. \right) \right. \\ + (A^2 - 6\alpha^2 + 1) \times \left(2 - 2\exp(-A\cos A\alpha) - 2\exp(-rA\cos rA\alpha) \right. \\ \left. \left. + \exp(-(1+r)A\cos(1+r)A\alpha) + \exp(-(1-r)A\cos(1-r)A\alpha) \right) \right] \quad (22)$$

【0087】が得られるので、これより解析的に正規化ピークパワー周波数計測誤差 $\Delta\alpha$ は次のように求められる。

【0088】

【数23】

$$\Delta\alpha = \frac{\sqrt{-2X}}{(SNR)^{1/4}} \quad \dots (23)$$

* 【0089】ただし、X, Yは、

【0090】

29 【数24】

【0091】

★ ★ 【数25】

$$Y = -2\left(1 - \frac{r}{3}\right) \div \frac{2A}{rA^2} + \frac{1}{r^2 A^2} \left(2 - 2\exp(-A) - 2\exp(-rA) \right. \\ \left. + \exp(-(1+r)A) + \exp(-(1-r)A) \right) \quad \dots (24)$$

$$Y = -2\left(1 - \frac{r}{3}\right) \div \frac{2A}{rA^2} + \frac{1}{r^2 A^2} \left(-40 + 2\exp(-A)(A^2 + 8A + 20) \right. \\ \left. + 2\exp(-rA)(r^2 A^2 + 8rA + 20) \right. \\ \left. - \exp(-(1+r)A)(1+r)^2 A^2 + 8(1+r)A + 20 \right) \\ - \exp(-(1-r)A)(1-r)^2 A^2 + 8(1-r)A + 20 \quad \dots (25)$$

【0092】

【数26】

$$A = \pi r w \quad \dots (26)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\sqrt{1+r^2}}{A(SNR)^{1/4}} \quad \dots (26)$$

【0093】である。Aが大きく連続光とみなせる場合には、 $\Delta\alpha$ は r の値によらず、

【0094】

【数27】

$$\Delta\alpha \approx \frac{1}{(SNR)^{1/4}} \quad \dots (27)$$

【0095】となり、立上がり／下がり幅や急峻さの影響を受けない。一方、Aが小さい場合には、

【0096】

【数28】

【0097】と近似でき、 $r=0$ を代入すると矩形波の解析結果に一致することが確認される。この結果は、 $\Delta\alpha$ は r と $\sqrt{(1+r^2)}$ に逆比例し、 $r=1$ である三角波のときピーク周波数計測誤差は最小になり、矩形波の場合の $1/\sqrt{2}$ になるとことを示している。

【0098】したがって、空間分解能を向上させるためにパルス幅を短くすることは、ブリルアン散乱光のパワースペクトルを広がらせることになり、その結果として、ピークパワー周波数決定精度を低下させることになる。その低下の程度は、入射光のパルス波形に依存し、矩形波の場合に最も著しく、パルス幅が1 nsの誤差は

50 100 nsの誤差の1.3, 3倍になる。一方、三角波の

(10)

特開2001-304823

17

場合にはパルス幅によらず劣化の程度は最も小さく、パルス幅が短い場合にはその誤差は矩形波の誤差の1/√2倍になる。このことから、三角波による計測が最も高い精度を与えると結論される。

【0099】以上の解析により、最適な入射パルス光の*

$$H(\alpha) = \frac{th}{\alpha^2 + 1} \left[\frac{2}{3} + \frac{2}{A^2} \frac{3\alpha^2 - 1}{(\alpha^2 + 1)^2} + \frac{1}{A^2(\alpha^2 + 1)^2} (-4\alpha(\alpha^2 - 1) \times (3\exp(-A\sin A\alpha) - \exp(-24\sin 2A\alpha)) + (\alpha^4 - 5\alpha^2 + 1) \times (3 - 4\exp(-A)\cos A\alpha + \exp(-24)\cos 24\alpha)) \right] \quad \dots (29)$$

【0101】が得られた。以下では、本解析で得られたパワースペクトルに、計測されたパワーをあてはめる方法について説明する。

【0102】あてはめ方法として、ここでは共役勾配法を例にとって説明する。共役勾配法は制約なしの代表的な非線形最適化手法の一つであり、関数 $e = q(y)$ を最小にする y を逐次近似法の形で求める手法である。

(茨木俊秀、福島雅夫、『最適化の手法』、共立出版、1996) この方法では第 k 近似解を y_k 、とした場合、これに Δy_k の修正を加えて次の第 $k+1$ 近似解 y_{k+1} を

【0103】

【数30】

$$y_{k+1} = y_k + \Delta y_k \quad \dots (30)$$

【0104】と更新していく。この更新の際、 Δy_k を修正量 μ_k と修正方向ベクトル d_k との積として

【0105】

【数31】

$$\Delta y_k = \mu_k d_k \quad \dots (31)$$

【0106】と与え、これらの μ_k 、 d_k を次のようにして決定する。ここでは、 d_k として共役方向ベクトルを用いることとする。この場合、 $e = q(y)$ が2次関数であるとすると、共役方向ベクトル d_k は、勾配方向ベクトル s_k すなわち

【0107】

【数32】

$$s_k = - \left[\frac{\partial e}{\partial y} \right]_{y=y_k} \quad \dots (32)$$

【0108】を用いて、

【0109】

【数33】

$$d_{k+1} = s_{k+1} + \frac{|s_{k+1}|}{|s_k|} d_k \quad \dots (33)$$

【0110】と表せる。ただし、上式において $d_1 = s_1$ である。一方、修正量 μ_k については d_k を用いて関数

18

*形状と、それによって生じるブリルアン後方散乱光のパワースペクトル

【0100】

【数39】

【0111】

【数34】

$$\phi(\mu_k) = q(y_k + \mu_k d_k) \quad \dots (34)$$

【0112】と考え、 $\mu_k > 0$ の条件下で $\phi(\mu_k)$ を最小化する値として求める。このようにして決定された μ_k 、 d_k から Δy_k を算出し、さらにこの結果を式 (30) に代入する一連の繰り返し計算により、近似解の精度を次々に上げていく。関数 e の極小点においては

【0113】

【数35】

$$s_k = 0 \quad \dots (35)$$

【0114】となるので、式 (35) の条件を満たすまで繰り返し計算を行ない、 e の極小点を数値的に算出する。

【0115】上記の共役勾配法を用いた場合のあてはめ計算方法を説明する。今、 J 項目の計測光周波数を ν_j で、そこで計測されたパワーを

【外9】

$$\tilde{H}_j$$

【0116】で表わし、評価関数 F 、として

【0117】

【数36】

$$E_j = \sum_{i=1}^J (\tilde{H}_j - H(\nu_j))^2 \quad \dots (36)$$

【0118】を考える。ここで J は計測に用いた光周波数の数であるため予め与えられる。上述の y_k 、 s_k はそれぞれ

【0119】

【数37】

$$y_k = \begin{bmatrix} \nu_j \\ h \\ w \end{bmatrix}_k \quad \dots (37)$$

【0120】

【数38】

(11)

特開2001-304823

19

20

$$s_t = \begin{bmatrix} \frac{\partial E_r}{\partial v_a} \\ \frac{\partial E_r}{\partial h} \\ \frac{\partial E_r}{\partial w} \end{bmatrix} \quad \dots (39)$$

* [0123]

[数40]

$$\frac{\partial E_r}{\partial h} = -2 \sum_{j=1}^J \frac{\partial H}{\partial h} \{ \tilde{H}_j - H(v_j) \} \quad \dots (40)$$

[0124]

[数41]

$$\frac{\partial E_r}{\partial w} = -2 \sum_{j=1}^J \frac{\partial H}{\partial w} \{ \tilde{H}_j - H(v_j) \} \quad \dots (41)$$

[0121] となるので、実際に v の成分である v 、 h 、 w の勾配方向のベクトル $\partial E_r / \partial v_a$ 、 $\partial E_r / \partial h$ 、 $\partial E_r / \partial w$ を計算すると、以下のようになる。

[0122]

[数39]

$$\frac{\partial E_r}{\partial v_a} = -2 \sum_{j=1}^J \frac{\partial H}{\partial v_a} \{ \tilde{H}_j - H(v_j) \} \quad \dots (39) \quad *$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial v_a} = & 2 \frac{ih}{w} \left[\frac{4}{3} \frac{\alpha}{(\alpha^2 + 1)^2} + \frac{24}{A^2} \frac{\alpha(\alpha^2 - 1)}{(\alpha^2 + i)^4} + \frac{1}{A^2(\alpha^2 + i)^3} \times \right. \\ & 112\alpha(\alpha^4 - 10\alpha^2 + 5) - 16 \exp(-A) \cdot \alpha((\alpha^4 - 10\alpha^2 + 5) - A(\alpha^2 - 1)) \cos A\alpha \\ & + 4 \exp(-2A) \cdot \alpha((\alpha^4 - 10\alpha^2 + 5) - 2A(\alpha^2 - 1)) \cos 2A\alpha \\ & - 4 \exp(-A) \cdot (4(5\alpha^4 - 10\alpha^2 + 1) + A(\alpha^2 + 1)(\alpha^4 - 8\alpha^2 + 1)) \sin A\alpha \\ & \left. + 2 \exp(-2A) \cdot (2(5\alpha^4 - 10\alpha^2 + 1) + A(\alpha^2 + 1)(\alpha^4 - 6\alpha^2 + 1)) \sin 2A\alpha \right] \end{aligned}$$

* (42)

[0127]

* * [数43]

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial h} = & \left[\frac{2}{3} \frac{1}{\alpha^2 + 1} + \frac{2}{A^2} \frac{3\alpha^2 - 1}{(\alpha^2 + i)^2} + \frac{1}{A^2(\alpha^2 + i)^3} \times \right. \\ & (11\alpha^4 - 6\alpha^2 + 1)(3 - 4 \exp(-A) \cos A\alpha + \exp(-2A) \cos 2A\alpha) \\ & \left. + 4\alpha(\alpha^2 - 1)(-4 \exp(-A) \sin A\alpha + \exp(-2A) \sin 2A\alpha) \right] \end{aligned} \quad \dots (43)$$

[0128]

★ ★ [数44]

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial w} = & \frac{ih}{w} \left[\frac{4}{3} \frac{\alpha^2}{(\alpha^2 + 1)^2} + \frac{4}{A^2} \frac{3\alpha^2 - 8\alpha^2 + 1}{(\alpha^2 + i)^4} + \frac{3}{A^2(\alpha^2 + i)^3} \frac{\alpha^6 - 25\alpha^4 + 35\alpha^2 - 3}{(\alpha^2 + 1)^5} \right. \\ & + 4 \exp(-A) \cdot \frac{\alpha^4 - 6\alpha^2 + 1}{A^2(\alpha^2 + 1)^4} - \frac{\alpha^6 - 25\alpha^4 + 35\alpha^2 - 3}{A^2(\alpha^2 + 1)^5} \cos A\alpha \\ & + \exp(-2A) \cdot i - 2 \frac{\alpha^4 - 6\alpha^2 + 1}{A^2(\alpha^2 + 1)^4} + \frac{\alpha^6 - 25\alpha^4 + 35\alpha^2 - 3}{A^2(\alpha^2 + i)^3} \cos 2A\alpha \\ & + 16 \exp(-A) \cdot \alpha \left(\frac{\alpha^2 - 1}{A^2(\alpha^2 + 1)^2} - 2 \frac{\alpha^4 - 5\alpha^2 + 2}{A^2(\alpha^2 + i)^2} \right) \sin A\alpha \\ & \left. + 3 \exp(-2A) \cdot \alpha \left(-\frac{\alpha^2 - 1}{A^2(\alpha^2 + i)^2} + \frac{\alpha^4 - 5\alpha^2 + 2}{A^2(\alpha^2 + 1)^2} \right) \sin 2A\alpha \right] \end{aligned}$$

* (44)

[0129] である。

[0130] 以下、図8を用いて本発明の実施例を具体

的に説明する。装置構成については、従来技術のパルス

化装置4において、連続した信号光を電界が三角波形状

を有するパルス光に変換すること以外は従来のものと同

様である。

[0131] 本発明の第1ステップは従来の方法の第1

ステップと同じで、センシング用光ファイバに沿った各

(12)

特開2001-304823

21

計測点について、光周波数を変換として計測されたブリルアン散乱光のパワー

【0132】

【外10】

$$\tilde{H}(z_i, v_j)$$

【0133】をソートするステップであり、本ステップでは、各計測点において、光周波数についてソートしたパワー

【0134】

【外11】

$$\tilde{H}_i$$

【0135】を得るステップである。

【0136】第2ステップは、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、ピーク周波数 v_p 、ピーク値 H_p 、半値全幅 w とを変数に含んだ形で、境界が三角波形状を有するパルス光を光ファイバに入射した際に生じる自然ブリルアン散乱光のパワースペクトルを記述し、計測値

【0137】

【外12】

$$\tilde{H}_i$$

【0138】に対し、その全計測周波数についての計測誤差が最小になる条件から v_p を得るステップである。なお、

【0139】

【外13】

$$\tilde{H}_i$$

【0140】は従来の技術で説明したように、 v のうち大きい値以上のパワーを有する部分である。決定すべき変数 v_p 、 H_p 、 w を含んだ形で記述したブリルアン散乱光の周波数分布 $H(v)$ を表す式 (19)、(26)、(29) と、全計測周波数について計測されたパワーに含まれる計測誤差の合計を表す式 (36) に対し、共役勾配法等を用いてその計測誤差を最小化する v_p 、 H_p 、 w を求める。そして、この v_p からひずみを算出する。

【0141】第3ステップは、求めるべき全ての計測点のデータについて第2ステップを繰り返すステップである。

【0142】

【発明の効果】以上説明したように本発明によれば、一定の光周波数の連続光を発生する発生ステップと、発生された連続光を信号光と参照光に分岐する分岐ステップと、連続した信号光をパルス光に変換する変換ステップと、パルス光を光ファイバに入射するとともに光ファイバで発生したブリルアン散乱光を出射する出射ステップと、出射されたブリルアン散乱光と信号光とを合波する合波ステップと、合波光を検出して電気信号に変換

22

し、ブリルアン散乱光のパワーを計測してそのスペクトルを得る取得ステップと、得られたパワースペクトルからそのピーク周波数を演算処理して求める演算ステップとからなり、光ファイバに発生している長さ方向のひずみを求める光ファイバひずみ計測方法において、演算ステップが、光ファイバに沿った長さ方向の各計測点について、光周波数を変数としてブリルアン散乱光のパワーの計測値をソートする第1のステップと、計測されたパワーに含まれる計測誤差を、決定すべきパワースペクトルのピーク周波数、ピーク値、半値全幅を変数に含んだ形で記述し、全計測周波数についての計測誤差の2乗和が最小になる条件からピーク周波数を決定する第2のステップと、求めるべき長さ方向の全ての計測点についてピーク周波数を繰り返し決定する第3のステップとを有するので、入射パルス光の形状とそれによって生じる自然ブリルアン後方散乱光パワースペクトルとの間の関係を解析し、同一の空間分解能を得るために最適な入射パルス光形状を提供することができるとともに、ひずみ計測精度を決定することができ、自然ブリルアン後方散乱光パワーが最大になるピーク周波数を算出するための方法を提供することができる。これにより、高空間分解能計測の際に、従来に比べ、ひずみ計測誤差を $1/\sqrt{2}$ に低減できる。

【図面の簡単な説明】

【図1】従来の技術による光ファイバを用いたひずみ測定装置の一例を説明した図である。

【図2】計測されたブリルアン散乱光のピーク周波数を算出するための従来方法を説明するための図である。

【図3】入射パルス光の電界包絡線の形状を説明するための図である。

【図4】入射パルス光のパワースペクトルを説明するための図である。

【図5】入射パルス光とそれによって生じるブリルアン散乱光のパワースペクトルの関係を説明するための図である。

【図6】入射パルス光形状に対するブリルアン後方散乱光のパワースペクトルを説明するための図である。

【図7】入射パルス光の形状とブリルアン後方散乱光の正規化半値全幅との関係を説明するための図である。

【図8】本発明によってピーク周波数を算出する方法を説明するための図である。

【符号の説明】

- 1 光源
- 2 光分岐器
- 3 光周波数シフタ
- 4 パルス化装置
- 5 光方向性結合器
- 6 光合波器
- 7 光検出器
- 8 信号処理部

(13)

23

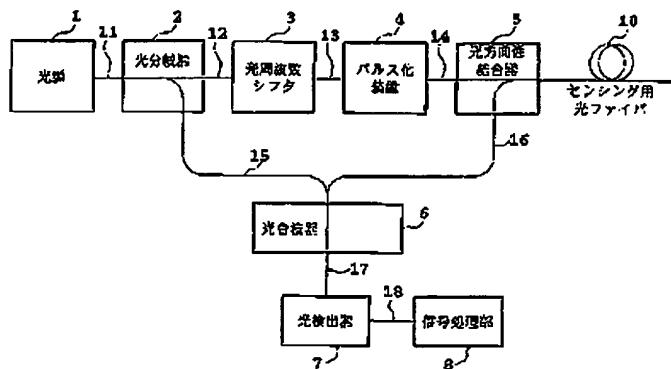
10~17 光ファイバ

特開2001-304823

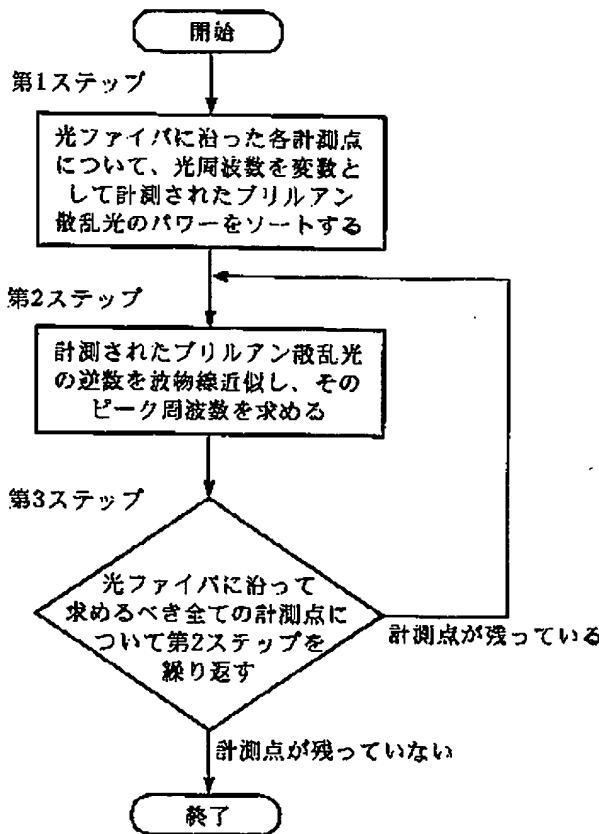
24

* * 18 信号線

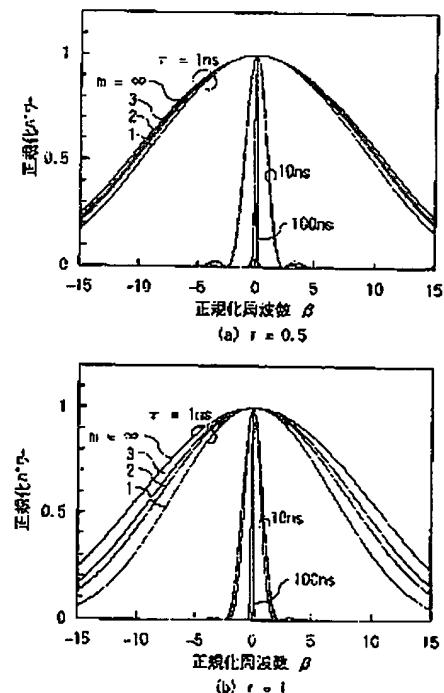
[図1]



[図2]



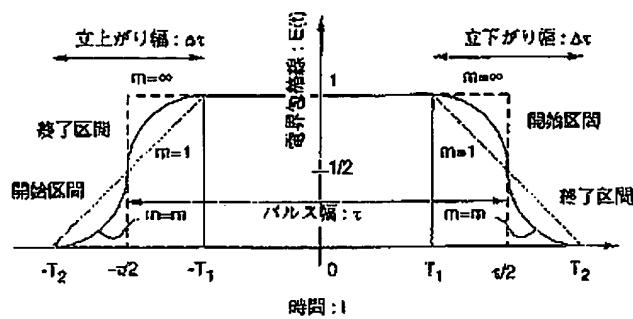
[図4]



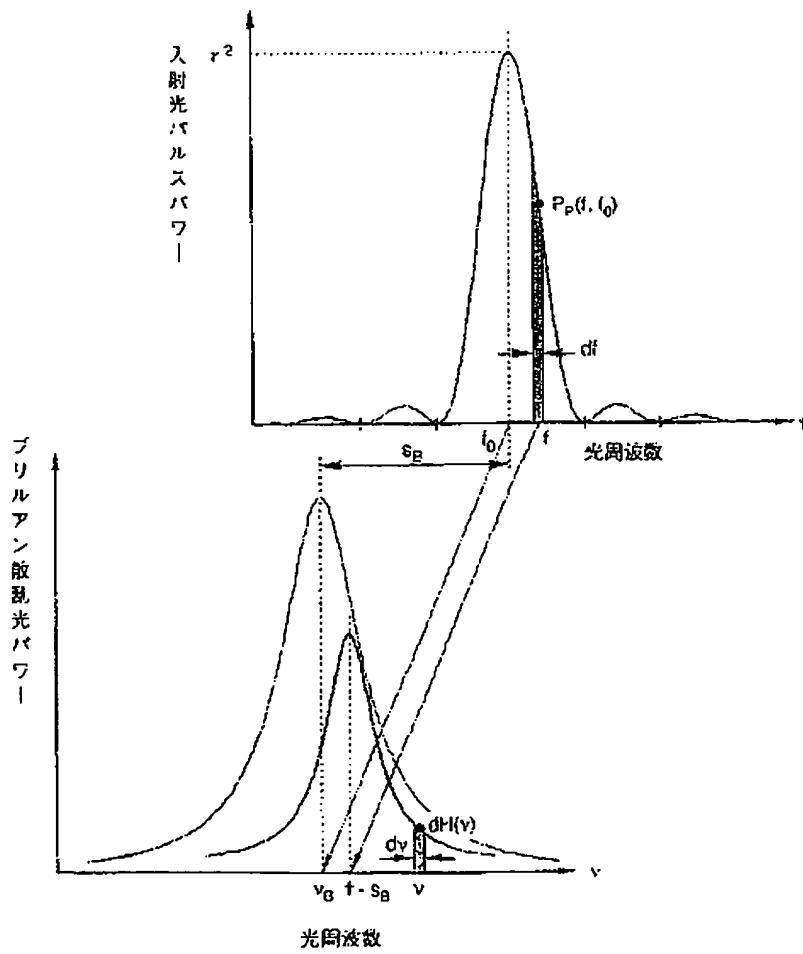
(14)

特開2001-304823

[図3]



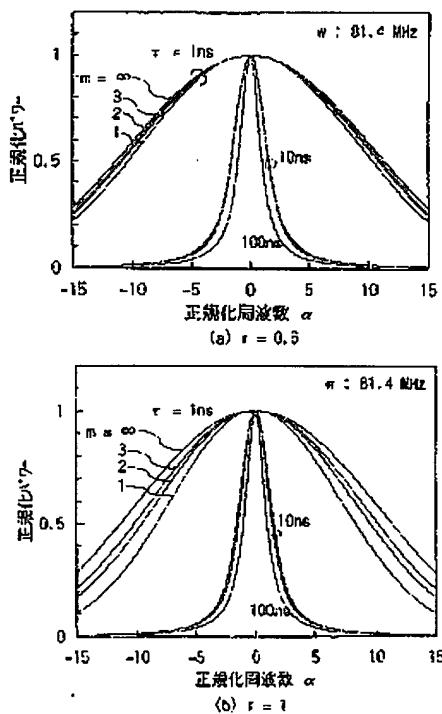
[図5]



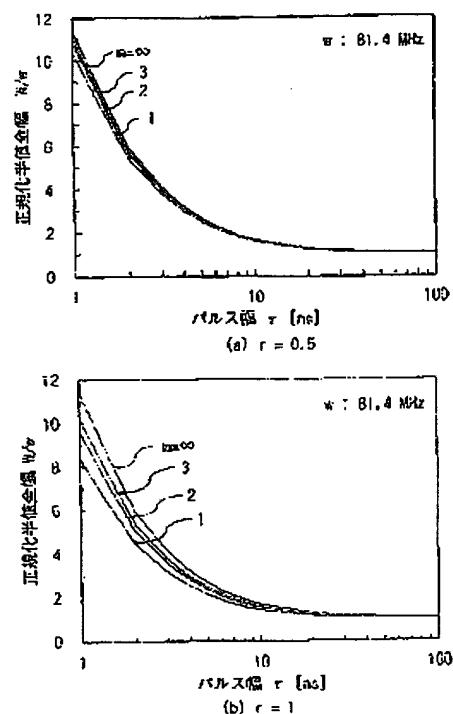
(15)

特開2001-304823

【図6】



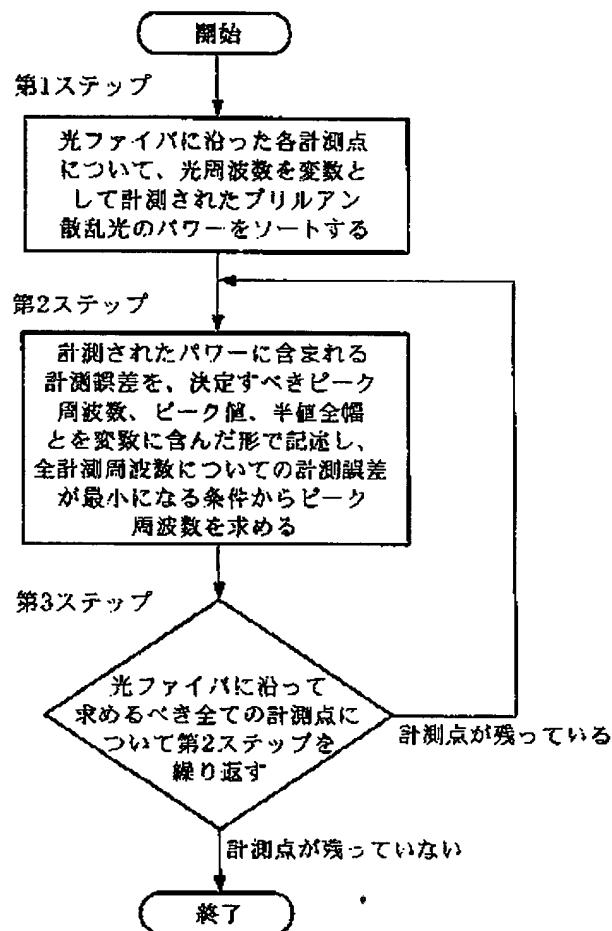
【図7】



(16)

特開2001-304823

【図8】



**This Page is Inserted by IFW Indexing and Scanning
Operations and is not part of the Official Record**

BEST AVAILABLE IMAGES

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images include but are not limited to the items checked:

- BLACK BORDERS**
- IMAGE CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES**
- FADED TEXT OR DRAWING**
- BLURRED OR ILLEGIBLE TEXT OR DRAWING**
- SKEWED/SLANTED IMAGES**
- COLOR OR BLACK AND WHITE PHOTOGRAPHS**
- GRAY SCALE DOCUMENTS**
- LINES OR MARKS ON ORIGINAL DOCUMENT**
- REFERENCE(S) OR EXHIBIT(S) SUBMITTED ARE POOR QUALITY**
- OTHER:** _____

IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.

As rescanning these documents will not correct the image problems checked, please do not report these problems to the IFW Image Problem Mailbox.